Struktur von Absorptionskanten leichter Elemente, gemessen mit dem Elektronenzählrohr

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

einer

Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Eberhard-Karls-Universität

Tübingen

Eingereicht von

Hans Neufeldt

Verlagsbuchhandlung Julius Springer in Berlin

1931

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Sonderabdruck aus der „Zeitschrift für Physik", Band 68, Heft 9/10.

Einleitung.

Vergleicht man das in dieser Arbeit zum Nachweis der Röntgenstrahlung benutzte Zählverfahren* mit den bisher ausschließlich angewandten Methoden der photographischen Schwärzungsmessung bzw. der Ionisationsmethode, so ist folgendes zu sagen: Bei der photographischen Platte lassen sich quantitative Untersuchungen in dem hier in Betracht kommenden Wellenlängenbereich nur durch Aufnahmen über sehr lange Zeiten ausführen, was eine weitgehende Konstanz der Versuchsbedingungen erfordert. Andererseits ist auch gegenüber Ionisationsmessungen der Vorteil einer Zählmethode sehr erheblich, was folgender Vergleich klarmachen möge. Es werde eine Röntgenstrahlung durch etwa 300 Volt erregt; dieses entspricht einer Grenzwellenlänge des Bremsspektrums von rund 41 Å. Unter Zugrundelegung der Ionisierungsarbeit von 30 e-Volt pro Ionenpaar würden also von jedem ausgelösten Photoelektron rund zehn Ionenpaare bzw. eine Ladung von $1{,}6 \cdot 10^{-18}$ Coulomb erzeugt werden. Nimmt man an, daß ein Ionisationsstrom von etwa 10^{-16} Amp. mit den feinsten elektrometrischen Methoden noch nachweisbar ist, so müßten mindestens 100 Photoelektronen pro Sekunde in der Kammer ausgelöst werden, um einen meßbaren Effekt zu erzielen. Dagegen war es mit dem Elektronenzählrohr noch ohne weiteres möglich, das Auftreten von 0,1 Photoelektron pro Sekunde nachzuweisen, was einer Stromstärke von 10^{-20} Amp. entspricht. Das Elektronenzählrohr ist also ein sehr brauchbares Instrument, um energetische Vergleichsmessungen langwelliger Röntgenstrahlung auszuführen.

---

* Über die hohe Empfindlichkeit des Elektronenzählrohres bei γ-Strahlmessungen siehe H. Geiger u. W. Müller, Phys. ZS. **29**, 839, 1928; H. Neufeldt, ebenda **30**, 494, 1929.

§ 1. Übersicht über die früheren Meßresultate.

Bei den älteren Meßmethoden, welche zum Ziele hatten, von kurzen Wellen her in das Gebiet von 1 bis 1000 Å einzudringen, wurde entweder das gefilterte Bremsspektrum oder die Eigenstrahlung bestimmter Elemente benutzt.

Holweck* untersuchte mit Hilfe einer Ionisationskammer eine Bremsstrahlung, die durch geeignete Filter einigermaßen homogenisiert war. Die mittlere Wellenlänge dieser quasi-homogenen Strahlung in Abhängigkeit von der Betriebsspannung wurde empirisch zu $\lambda = 1{,}3\,\lambda_0$ angesetzt, wobei λ_0 die durch die Einsteinsche Gleichung definierte Grenzwellenlänge darstellt. Für Celluloid als absorbierende Substanz fand Holweck in dem Wellenlängenbereich von 50 bis 300 Å einen Verlauf des Absorptionskoeffizienten, der etwa einem $\lambda^{2,5}$-Gesetz entspricht. Für Wellenlängen, die kleiner als 50 Å waren, traten einer Tabelle gemäß Unregelmäßigkeiten in dem bisher stetigen Verlauf der Absorptionskurve auf. Diese rührten, wie weiter unten gezeigt werden kann, von den Absorptionssprüngen der Elemente Sauerstoff, Stickstoff und Kohlenstoff her. Für Wellenlängen größer als etwa 300 Å fiel der Absorptionskoeffizient steil ab.

Mrs. Laird** wiederholte die Celluloidmessungen, um die Unregelmäßigkeiten der Holweckschen Kurve bei den Wellenlängen unter 50 Å zu klären. Sie benutzte zum Nachweis der Strahlung einen Leuchtschirm. Dabei diente die Dauer des Nachleuchtens als Maß für die von dem Absorber hindurchgelassene Strahlung. Auch hier wurden unregelmäßige Abweichungen von dem stetigen Verlauf des Absorptionskoeffizienten gefunden.

Kurtz*** untersuchte die K_α-Strahlung des Kohlenstoffs ($\lambda = 44{,}5$ Å). Durch Filterung war die Strahlung weitgehendst von den Wellenlängen befreit, die von dem kontinuierlichen Spektrum herrührten. Es gelangte also hier eine nahezu homogene Strahlung zur Anwendung. Im Gegensatz zu Holweck, der die Absorption von Materialien bestimmte, die unabhängeg von der Natur des Füllgases der benutzten Ionisationskammer waren, untersuchte Kurtz die Absorption in denselben Gasen, die gleichzeitig zur Ionisationsmessung verwandt wurden. Es zeigte sich in Übereinstimmung mit den Ergebnissen im kurzwelligen Röntgengebiet, daß der Absorptionskoeffizient mit der vierten Potenz der Ordnungszahl des Elementes zunimmt****. Die an den Gasen H_2, O_2, N_2 und CO_2 gefundenen

* F. Holweck, De la lumière aux rayons X (Presses universitaires de France), 1927, S. 69 u. 70. Siehe auch Ann. de phys. **17**, 5, 1922.

** E. R. Laird, Phys. Rev. **29**, 41, 1927.

*** H. Kurtz, Ann. d. Phys. **85**, 529, 1928.

**** W. H. Bragg u. S. E. Peirce, Phil. Mag. **28**, 626, 1914.

Werte ermöglichten es, den Absorptionskoeffizienten für Celluloid, dessen Analyse von Danner* zugrunde gelegt wurde, zu errechnen. Er betrug bei der vorgegebenen Wellenlänge von $\lambda = 44{,}5$ Å $\mu = 5000\ \mathrm{cm}^{-1}$. Dieser Wert schließt sich einigermaßen an die Werte an, die Holweck für längere Wellen gefunden hatte.

Exakte Absorptionsmessungen im langwelligen Röntgenbereich wurden erst möglich, als man diese Strahlen spektroskopisch zerlegen konnte. Die Braggsche Kristallmethode, unter Verwendung von hochmolekularen Fettsäuren als Gitter, wie sie von Trillat** verwandt wurde, lieferte bei sehr langen Wellen wegen der ungenauen Lagerung der Moleküle und der Inexaktheit der Gitterkonstanten derselben keine befriedigenden Ergebnisse. Im Jahre 1924 zeigten aber Compton und Doan***, daß man durch Reflektion von Röntgenstrahlen an einem optischen, ebenen Strichgitter ein Röntgenspektrum erhalten kann. Dabei mußten kleine Einfallswinkel verwandt werden, die innerhalb des Grenzwinkels der Totalreflexion lagen. Mit Hilfe einer solchen Gittermethode gelang es Thibaud und Soltan**** unter anderem die K_α-Linie des Kohlenstoffs und die K-Absorptionskanten der Elemente Sauerstoff, Stickstoff und Kohlenstoff, die durch Fettdämpfe in der Apparatur hervorgerufen waren, zu photographieren und ihre Wellenlänge auszumessen. Aus solchen Messungen konnten auch Schlüsse über den ungefähren Wert des Absorptionskoeffizienten dieser sehr langwelligen Röntgenstrahlung gezogen werden.

Einer vorläufigen Mitteilung zufolge ist es Dershen und Schein† gelungen, den Absorptionskoeffizienten für Luft, unter Verwendung der Kohlenstoff-K_α-Strahlung ($\lambda = 44{,}5$ Å) zu $\mu/\varrho = (5350 \pm 53)\ \mathrm{cm}^{-1}\,\mathrm{g}^{-1}$, mittels der photographisch-photometrischen Meßmethode zu bestimmen.

Quantitative Untersuchungen wurden von Woernle†† in einem Wellenlängenbereich von 2 bis 10 Å ausgeführt. Dabei wurde ein Kalkspatkristall und eine sehr empfindliche Ionisationskammer benutzt. Untersucht wurde der Absorptionskoeffizient verschiedener Gase. Es ergab sich in Übereinstimmung mit den Gesetzen bei kurzwelliger Röntgenstrahlung, daß der Absorptionskoeffizient mit der vierten Potenz der Ordnungszahl

---

* O. Danner, Chem. Technologie der Neuzeit 1911, S. 55.

** M. Trillat, Ann. de phys. **6**, 5, 1926.

*** A. Compton u. R. Doan, Proc. Nat. Acad. Amer. **11**, 598, 1925.

**** J. Thibaud u. A. Soltan, Journ. de phys. et le Radium **8**, 484, 1927; siehe auch J. Thibaud, Nature **121**, 321, 1928.

† E. Dershen u. M. Schein, Phys. Rev. **36**, 378, 1930.

†† B. Woernle, Ann. d. phys. **5**, 475, 1930; siehe auch E. Jönsson, Dissertation Uppsala 1928.

des betreffenden Elementes zunahm. Was die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Wellenlänge anbelangt, so zeigte es sich, daß der Exponent von λ im Gebiet von 2 bis 10 Å von dem Wert 3 auf 2,8 abnahm.

§ 2. Apparaturbeschreibung.

Die verwandte Apparatur ist aus Fig. 1 ersichtlich. Mittels einer Gaede-Stahldiffusionspumpe wird eine Philippsröhre R auf einen Druck von etwa $5 \cdot 10^{-6}$ mm ausgepumpt. Der Hochvakuumspektrograph ist unmittelbar mit der Röntgenröhre verbunden. Die Röntgenstrahlen passieren ein System von zwei Vorblenden B_1 und B_2 und fallen auf ein Strichgitter G, wo sie spektral zerlegt werden. Mittels eines Elektronenzählrohres Z, das der Länge nach von der Strahlung durchsetzt wird, kann ihre relative Energie in Abhängigkeit vom Dispersionswinkel bestimmt werden.

A. Röntgenröhre. Die verwandte Röntgenröhre ist eine technische Philippsröhre Modell B mit auswechselbaren Elektroden. Diese wurde mit Zubehör vom Seemann-Laboratorium, Freiburg, bezogen und hat sich gut bewährt. Als Antikathodenmaterial gelangte durchweg Kupfer zur Anwendung, das durch schwache Fettdämpfe aus der Apparatur mit einer sehr dünnen Kohlenstoffschicht überzogen war. Die Betriebsspannung wurde von einer Bercovitz-Hochspannungsmaschine geliefert, deren Motor aus einer besonderen Akkumulatorenbatterie angetrieben wurde. Die Spannung, die von 150 bis 4000 Volt variiert werden konnte, wurde bei jeder Messung so gewählt, daß die Möglichkeit des Übergreifens höherer Ordnungen über das Beugungsspektrum erster Ordnung, in dem stets gemessen wurde, ausgeschlossen war. Als Kathode diente eine Wolframspirale, die durch Akkumulatoren geheizt wurde. Heizstrom, Hochspannung und Emissionsstrom konnten ständig kontrolliert werden.

B. Vakuumspektrograph. Der benutzte Vakuumspektrograph wurde in der Werkstatt des Physikalischen Instituts von Feinmechanikermeister Speidel gebaut und hat sich vorzüglich bewährt. Das durch die Schlitzblenden B_1 und B_2 begrenzte Röntgenstrahlbündel fiel auf das metallgeritzte Strichgitter*, das 675 Striche pro Millimeter hatte ($d = 1{,}480 \cdot 10^{-3}$ cm).

Das Gitter war an dem Träger T befestigt und konnte mittels dreier Stellschrauben so einjustiert werden, daß seine Mittellinie mit der Drehachse des Schliffes S_1 zusammenfiel. Auch das nahezu linienförmige

* In den Voruntersuchungen wurde Kalkspat und Palmitinsäure als Auflösungsgitter verwandt. Exakte Zerlegung langwelliger Röntgenstrahlung konnte jedoch erst erreicht werden, als zur Verwendung des Strichgitters übergegangen wurde.

Röntgenstrahlbündel traf das Gitter in dieser Mittellinie. Der Winkel, den das Gitter mit dem einfallenden Strahlenbündel bildete, konnte von außen mit Hilfe dieses Schliffes S_1 eingestellt werden. In sehr kleinem Abstand stand dem Gitter eine Stahlschneide *Sn* gegenüber, so daß ein Spalt entstand, der die Breite des Strahlenbündels definierte. Der Abstand der Schneide vom Gitter konnte mittels eines Schliffes S_2 von außen variiert werden. Eine Führungsschiene hielt die Schneide in senkrechter Richtung. Der Vakuumtopf war oben durch einen aufgeschliffenen Deckel *D* abgeschlossen.

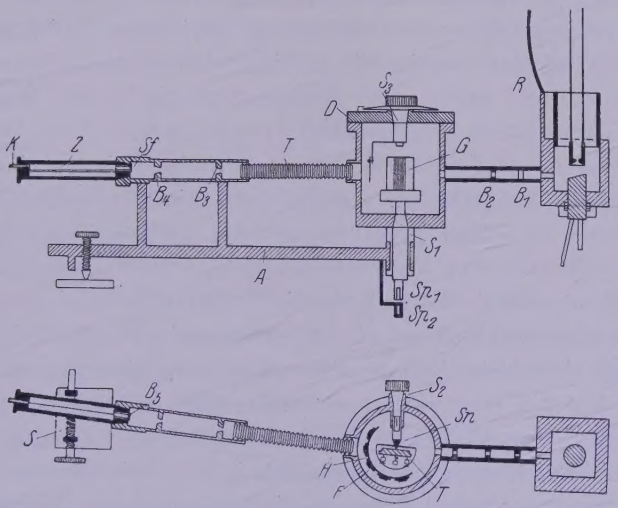

Fig. 1. Vakuumspektrographen von der Seite und in Aufsicht.

In dessen Mitte befand sich ein Schliff S_3, der den Halter *H* für die Absorptionsfolien *F* trug. Durch Drehung des Schliffes konnten die Folien wahlweise in den Strahlengang geschaltet werden.

Die von dem Gitter zerlegte Strahlung durchsetzte zuerst einen Tombakschlauch T_0, dann die beiden Lochblenden B_3 und B_4 und trat schließlich durch das Fenster B_5 4 mm exzentrisch, aber parallel zum Draht in das Zählrohr ein. Das Zählrohr selbst hatte bei einem Innendurchmesser von 1,6 cm eine Länge von 10 cm. Es wurde durch einen Arm *A*, der in der Drehachse des Gitters gelagert war, getragen. Der elastische Tombakschlauch ermöglichte eine Winkelvariation des Zählrohres unter Aufrechterhaltung des Hochvakuums. Der maximale Winkelbereich, über den das Zählrohr geschwenkt werden konnte, war durch die lichte Weite des Tombakschlauches bestimmt. Er betrug 8^0.

Die oben erwähnte Blende 5 war spaltförmig und hatte eine Länge von 2,5 mm und eine Breite von 0,2 mm. Sie war an einem 4 mm weiten Messingröhrchen befestigt, das seinerseits in einer Bohrung des Hartgummischliffes *Sf* saß. Die dem Zählrohr zugewandte Seite des Röhrchens war mittels einer Celluloidfolie von etwa 40 mμ Dicke abgeschlossen.

Mittels einer Kapillaren *K*, die den rückwärtigen Hartgummistopfen durchsetzte, konnte das Zählrohr ausgepumpt werden. Um das Celluloidhäutchen zu schützen, mußte beim Auspumpen der Apparatur die Druckverminderung im Spektrographen und im Zählrohr gleichzeitig erfolgen. In dem Spektrographen wurde der Druck soweit wie möglich reduziert. Im Zählrohr dagegen verblieb ein restlicher Druck von etwa 4 cm Hg. Bei diesem Druck wurde eine Röntgenstrahlung, deren Wellenlänge $\lambda > 14$ Å war, zu über 99% im Zählrohr absorbiert.

Die Winkel, welche das Zählrohr bzw. Strichgitter mit dem einfallenden Röntgenstrahlbündel bildeten, wurden auf optischem Wege bestimmt. Hierzu dienten die beiden Spiegel Sp_1 und Sp_2, durch die der Faden einer Glühlampe auf eine etwa 2 m entfernt stehende Skale abgebildet wurde.

C. Zählapparatur. Als Maß für die Strahlintensität diente die Zahl der im Elektronenzählrohr pro Minute auftretenden Stromimpulse. Diese wurden über einen kleinen Kondensator einem Schirmgitterröhrenverstärker zugeführt und hier etwa 10^5fach verstärkt. Der Verstärker steuerte ein elektromagnetisches Addierwerk eigener Konstruktion. Da man für statistische Mittelwertsbestimmungen eine relativ hohe Spitzengeschwindigkeit benötigt, wurde besonderer Wert auf ein trägheitsarmes Ansprechen des Addierwerkes gelegt. Experimentell wurde festgestellt, daß mit diesem Addierwerk eine mittlere Teilchenfolge von 600 Teilchen pro Minute noch auf 1% genau registriert werden konnte. Selbst bei einer Zählgeschwindigkeit von 1000 Teilchen pro Minute lag der Meßfehler noch unter 10%. Bei den vorliegenden Versuchen wurde selten eine mittlere Zählgeschwindigkeit von 200 Impulsen pro Minute überschritten.

D. Justierung des Gitters. Es wurde zuerst die Drehachse des Spektrographen, sodann die Gitterebene mit Hilfe eines Theodoliten, der ein Gaußokular besaß, genau senkrecht justiert. Dann wurde die Gitterebene mittels des Dreischraubensystems soweit parallel verschoben, bis diese exakt mit der Drehachse zusammenfiel. Dieses ließ sich durch ein Mikroskop kontrollieren, das ebenfalls in der Richtung der Drehachse lag. Die Einstellung der Gitterstriche in Richtung der Achse wurde durch eine Natriumflamme vorgenommen. Bei Drehung des Gitters mußten die Linien verschiedener Ordnungen alle gleich hoch liegen.

Um den Nullpunkt des Zählrohr- und Gitterwinkels festzustellen, wurde die Richtung des direkten Strahles unter Verwendung einer sehr schwachen Röntgenstrahlung mit Hilfe des Elektronenzählrohres festgelegt. Dabei streifte die Strahlung tangierend das Gitter. Die Messung ergab, daß die Divergenz des Strahlenbündels etwa 3 Minuten betrug.

Nachdem diese Justierung möglichst exakt ausgeführt war, wurde das Strichgitter um einen Winkel von 85 Minuten gedreht. Dieser Winkel liegt noch innerhalb des Bereiches der Totalreflexion. Es wurde für alle folgenden Messungen konstant gelassen. Aus der mit dem Zählrohr bestimmten Lage des reflektierten Strahles konnte die Wellenlänge unter Benutzung der von Compton und Doan* angegebenen Formel errechnet werden:

$$n \cdot \lambda = 2d \cdot \sin \cdot \frac{2\varphi + \Theta}{2} \cdot \sin \frac{\Theta}{2} \cdot$$

Hierbei bezeichnet φ den Einfallswinkel und Θ den Dispersionswinkel; d ist der oben angeführte Wert der Gitterkonstanten.

§ 3. Übersicht über die untersuchten Stoffe.

Die im folgenden beschriebenen Absorptionsmessungen erstrecken sich auf einen Wellenlängenbereich von 15 bis 50 Å und wurden an folgenden drei charakteristischen Stoffen ausgeführt:

1. *Celluloid*, $Z \simeq 7$; bestehend nach Danner** aus:

5,6% Wasserstoff,
45,5% Kohlenstoff,
7,4% Stickstoff,
41,5% Sauerstoff.

Die K-Absorptionskanten von Sauerstoff, Stickstoff und Kohlenstoff fielen in den hier untersuchten Wellenlängenbereich hinein.

2. *Chrom*, $Z = 24$; dessen L-Kanten hier in Erscheinung treten mußten.

3. *Beryllium*, $Z = 4$. Da die Wellenlänge der Be-K_α-Strahlung nach Söderman*** zu $\lambda = 115{,}7$ Å bestimmt war, sollte der Absorptionskoeffizient in diesem Wellenlängenbereich einen kontinuierlichen Verlauf aufweisen.

Die Folien von Chrom und Beryllium wurden durch Aufdampfung auf dünne Celluloidhäutchen (50 bis 70 mμ Dicke) im Hochvakuum hergestellt. Diese waren auf Rahmen von etwa 1 cm² Fläche aufgespannt,

* Siehe a. a. O.
** O. Danner, siehe a. a. O.
*** M. Söderman, Phil. Mag. **65**, 600, 1930.

die an dem Träger H (Fig. 1) befestigt werden konnten. Die aufgedampften Schichten hatten etwa eine Stärke von 1 μ. Die genaue Dicke der Folien wurde durch Wägung auf etwa 2% Genauigkeit bestimmt. Dabei wurden diese sorgfältigst aus dem Rahmen herausgetrennt und ihre Fläche genau bestimmt.

§ 4. Beispiel für das Auflösungsvermögen der Apparatur.

Bei den später beschriebenen Versuchen war es aus Intensitätsgründen notwendig, mit einer Spaltbreite von 0,3 mm zu arbeiten. In Einzelfällen

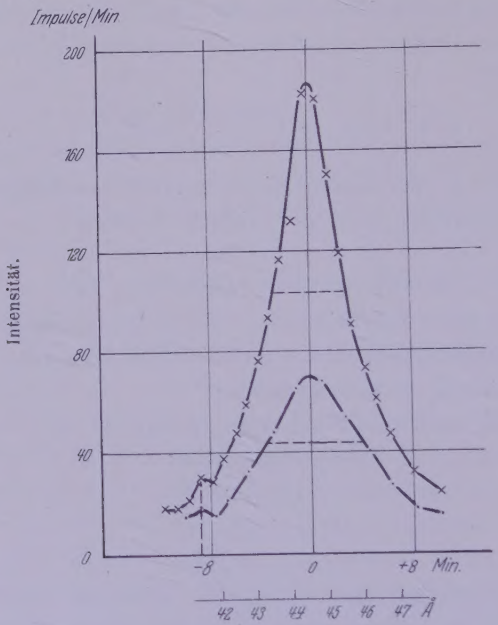

Fig. 2.
Kohlenstoff-K_α-Linie, als Funktion der Wellenlänge für zwei verschiedene Spaltweiten.

wo die Strahlungsintensität besonders groß war, z. B. in dem Wellenlängengebiet von 15 bis 25 Å und in dem Bereich der Kohlenstoff-K_α-Emissionslinie konnte die Spaltbreite bis auf 0,03 mm verringert werden. Um einen Anhalt über die Größe des Auflösungsvermögens bei beiden Spaltbreiten zu gewinnen, wurde mit dem Spektrographen die Kohlenstoff-K_α-Emissionslinie ($\lambda = 44{,}5$ Å) als Funktion des Zählrohrwinkels aufgenommen.

In Fig. 2 ist als Abszisse die Winkelstellung des Zählrohres bzw. die Wellenlänge, als Ordinate die Intensität der Strahlung in Impulsen pro

Minute aufgetragen. Die Kurve A bezieht sich auf die Spaltweite von 0,3 mm bei einer Betriebsspannung von 496 Volt. Die Kurve B wurde bei einer Spaltweite von 0,03 mm aufgenommen, dabei betrug die Betriebsspannung 958 Volt. In beiden Fällen wurde eine Röhrenstromstärke von 5,0 mA benutzt.

Als Kriterium für die Schärfe der Auflösung kann die Halbwertsbreite der aufgenommenen Linie gelten. Für Kurve A beträgt diese etwa 3 Å, während sie für die Kurve B zu etwa 2 Å gemessen wurde. Die Halbwertsbreite der Linie erscheint wegen ihrer Lage im langwelligen Teil des hier untersuchten Spektrums relativ groß. Im kurzwelligen Bereich müssen die Linien jedoch schärfer herauskommen, wie es auch aus den später mitgeteilten Kurven zu ersehen ist. Mit großer Wahrscheinlichkeit kann man annehmen, daß die an beiden Kurven sichtbaren Zacken bei etwa 41,8 Å der Kohlenstoff-K_β-Emissionslinie zuzuschreiben sind.

Es sei hervorgehoben, daß in diesen Versuchen aus äußeren Gründen die Leistungsfähigkeit der Apparatur nicht voll ausgenutzt werden konnte. Ein Röhrenstrom von etwa 5 bis 10 mA konnte praktisch nicht überschritten werden, da eine leistungsfähigere Spannungsquelle nicht zur Verfügung stand. Modernere Röhren lassen eine Dauerbelastung von über 200 mA zu; bei solchen Stromstärken könnte die Spaltbreite wesentlich verringert und damit das Auflösungsvermögen erhöht werden, ohne die Meßdauer zu verlängern.

Im übrigen hängt die erreichbare Meßgenauigkeit wesentlich davon ab, inwieweit sich die Versuchsbedingungen konstant halten lassen. Die Kurven A und B wurden innerhalb von 3 Stunden aufgenommen, ohne daß in dieser Zeit wesentliche Schwankungen an der Apparatur auftraten, wobei allerdings auf die Konstanz von Strom und Spannung ein scharfes Augenmerk gerichtet wurde.

Bei den Versuchen wurde in folgender Weise verfahren: Zu Beginn einer jeden Meßreihe wurde der Resteffekt des Zählrohres (Erd- und kosmische Strahlung) über etwa 20 Minuten bestimmt. Dieser Effekt betrug im Mittel etwa 20 Teilchen pro Minute. Daraufhin wurde für die zu untersuchende Wellenlänge bei konstanter Spannung und Stromstärke der Röntgenröhre mehrfach abwechselnd über je 5 Minuten die Intensität der Strahlung mit bzw. ohne Filter bestimmt. Bedeutet I_0 die Strahlungsintensität ohne Absorptionsfolie und I die Intensität mit eingeschalteter Folie, beide nach Abzug des Resteffektes, so ergibt sich der Absorptionskoeffizient μ nach der Formel:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}.$$

Hierbei bedeutet x die Dicke der durchsetzten Schicht des Absorbers. Indem man μ durch die Dicke ϱ des Filtermaterials dividiert, erhält man den Massenabsorptionskoeffizienten μ/ϱ, der im folgenden immer zugrunde gelegt wird.

Die Meßdauer für jeden Punkt wurde bei größeren Intensitäten (50 bis 80 Impulsen pro Minute) auf etwa 40 Minuten, bei kleineren Intensitäten auf etwa 60 Minuten und mehr ausgedehnt. Durch solche Meßreihen konnte der Wert von μ/ϱ mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 2\%$ bestimmt werden. Im Gebiet der Kohlenstoff-K_α-Emissionslinie konnte der Meßfehler auf etwa $\pm 1\%$ herabgedrückt werden. Am Schluß jeder Meßreihe wurde wiederum über 10 Minuten der Resteffekt kontrolliert. Die im Laufe der Arbeit registrierte Teilchenzahl beläuft sich auf nahezu 3 Millionen.

§ 5. Absorptionskanten bei Celluloid.

In Fig. 3 ist der Kurvenverlauf des Absorptionskoeffizienten für Celluloid wiedergegeben. Als Abszisse ist die Wellenlänge in Ångström-

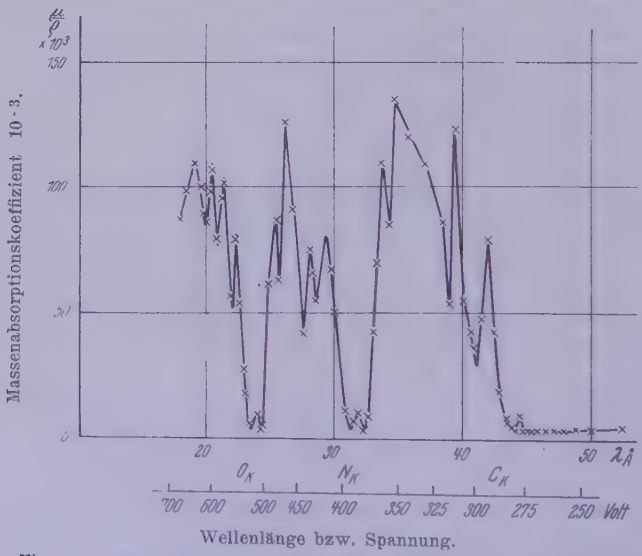

Fig. 3. Absorptionskoeffizient für Celluloid im Gebiete von 18 bis 52 Å.

einheiten, als Ordinate der Massenabsorptionskoeffizient aufgetragen. Der Kurvenverlauf zeigt drei charakteristische tiefe Einschnitte, die den Absorptionssprüngen der Elemente Sauerstoff, Stickstoff und Kohlenstoff zuzuordnen sind. Die Wellenlängen der kurzwelligen Seiten dieser Diskontinuitäten entsprechen den Absorptionskanten dieser Elemente. Die

Absorptionslinien am Grunde der charakteristischen Einschnitte stimmen in ihrer Wellenlänge mit den K_α-Emissionslinien der betreffenden Elemente überein. Daß diese Absorptionslinien entgegen den Erfahrungen bei Elementen höherer Ordnungszahl hier auftreten, hängt selbstverständlich damit zusammen, daß für $Z > 10$ die L-Schale noch nicht voll besetzt ist und damit eine gewisse Wahrscheinlichkeit des Überganges eines K-Elektrons auf dieses Niveau besteht. Der Absorptionsvorgang wird damit bei diesen Elementen der optischen Absorption ähnlich.

Da ein Blick auf die Kurve der Fig. 3 zeigt, daß der Absorptionskoeffizient in dem untersuchten Gebiet sich um das 50fache ändert, war es erforderlich, je nach der Wellenlänge der gerade verwandten Strahlung Absorptionsfolien verschiedener Dicke zu benutzen. Wenn der Absorptionskoeffizient einen Wert von $2 \cdot 10^4$ nicht überstieg, wurde eine Folie von 1,36 μ Dicke verwandt; bei höheren Werten des Absorptionskoeffizienten eine solche von 0,34 μ. Bei mittleren Werten des Absorptionskoeffizienten konnten Messungen mit beiden Folien ausgeführt werden, die dann einen übereinstimmenden Wert desselben ergaben.

Bei kurzwelligen Röntgenstrahlen zeigt der Absorptionskoeffizient dicht an der Kante eine nur mit weitgehendsten Hilfsmitteln nachweisbare Feinstruktur; fällt aber dann nach kurzen Wellenlängen kontinuierlich ab. In dem hier untersuchten Wellenlängengebiet tritt die Feinstruktur jedoch sehr deutlich hervor und erstreckt sich über einen relativ großen Wellenlängenbereich. Kossel* hat die Feinstruktur durch die Annahme erklärt, daß bei einer K-Absorption das K-Elektron zwar immer aus dem Atomverband herausgebracht wird, aber auf verschiedenen optischen Bahnen enden kann. Die Untersuchungen von Lindh** und Lindsay*** zeigten, daß außerdem noch multiple Ionisation anzunehmen ist. Dieses soll heißen, daß dasselbe einfallende Quant in einem Atom gleichzeitig ein K-Elektron und ein L- oder M-Elektron herausheben kann. Die Kurve 3 zeigt anschließend an die Absorptionskanten zahlreiche weitere Kanten, die durch multiple Ionisation befriedigend gedeutet werden können. In der Tabelle 1 sind in Spalte 3 die zu den Kanten gehörigen Spannungen in Volt, in Spalte 4 die Differenzen dieser Spannungen gegenüber denen der Hauptabsorptionskanten eingetragen. Die fünfte Spalte enthält einige kritische Potentiale, die von den angeführten Autoren mittels photoelektrischer Methoden für die Ablösung eines L-Elektrons aus dem Atom-

* W. Kossel, Valenzkräfte und Röntgenspektren. Berlin, Springer, 1924.
** A. Lindh, ZS. f. Phys. **63**, 106, 1930 (Ni, Cu, Zn).
*** G. Lindsay, Phys. Rev. **36**, 648, 1930 (Ca—Ga).

Tabelle 1.

Feinstrukturkanten multipler Ionisation der Elemente Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff.

1 Element	2 Kante	3 Spannung Volt	4 Differenz Volt	5 Von anderen Autoren gefundene L-Energien
Kohlenstoff .	Hauptkante	283,8	—	—
	Feinstrukturkante 1	308,1	$24{,}3 \pm 0{,}5$	23,0*
	„ 2	318,9	$35{,}1 \pm 0{,}5$	34,5; 35,0**
	„ 3	363,0	$79{,}2 \pm 0{,}5$	74,0; 75,0***
Stickstoff . .	Hauptkante	396,7	—	—
	Feinstrukturkante 1	434,0	$37{,}3 \pm 0{,}7$	—
	„ 2	454,0	$57{,}3 \pm 0{,}7$	—
	„ 3	480,5	$83{,}8 \pm 0{,}7$	—
Sauerstoff .	Hauptkante	532,0	—	—
	Feinstrukturkante 1	583,0	$51{,}0 \pm 1{,}0$	49,8****
	„ 2	613,0	$81{,}0 \pm 1{,}0$	—
	„ 3	640,0	$108{,}0 \pm 1{,}0$	—

verband des betreffenden Elementes gefunden wurden. Compton und Thomas† fanden in einem Spannungsbereich von 0 bis 160 Volt etwa 62 kritische Potentiale, von denen die intensiveren Werte wohl der L-Ionisation zuzuschreiben sind und zum Teil auch mit den Meßwerten der Spalte 4 übereinstimmen. Da jedoch eine eindeutige Zuordnung nicht möglich war, sind keine Werte in die Tabelle aufgenommen.

§ 6. L-Absorptionskanten von Chrom.

Der Verlauf der Absorptionskoeffizienten für Chrom ist in Fig. 4 für einen Wellenlängenbereich von 15 bis 48 Å dargestellt. In diesen Bereich fallen die drei L-Absorptionskanten L_{I}, L_{II} und L_{III}, die in Fig. 1 deutlich zu erkennen sind. Nach langen Wellen schließen sich die intensiveren Absorptionslinien $L_{\alpha_{1,2}}$, L_η und L_l an. Außerdem ist L_β deutlich zu erkennen. Tabelle 2 enthält die aus der Absorptionskurve entnommenen Wellenlängen. Die Werte für die Absorptionslinien sind bereits früher von Kellström†† gefunden und in Spalte 3 eingetragen.

* P. Lukirsky, Phil. Mag. **47**, 466, 1924; ZS. f. Phys. **22**, 351. 1924.
** A. Hughes, Phil. Mag. **43**, 145, 1922; M. Levi, Proc. a. Transact. Roy. Soc. Canada **18**, 159, 1924.
*** J. C. Mac Lennan u. M. L. Clark, Proc. Roy. Soc. (A) **102**, 389, 1923; F. L. Mohler u. P. Foote, Sc. Papers Bureau of Stand. Nr. 425, Dezember 17, 1921.
**** E. H. Kurth, Phys. Rev. **18**, 461, 1921.
† K. T. Compton u. C. H. Thomas, Phys. Rev. **28**, 601, 1926.
†† G. Kellström, ZS. f. Phys. **58**, 516, 1929.

Tabelle 2.

Wellenlängen der Chrom-L-Absorptionskanten und der Fluoreszenzlinien.

1 Bezeichnung		2 Gemessene Wellenlänge Å	3 Werte von Kellström Å
L_{I}	Kanten	16,7	—
L_{II}		17,9	—
L_{III}		20,7	—
L_β	Fluoreszenzlinien	21,3	21,2
$L_{\alpha_{1,2}}$		21,9	21,74
L_η		25,05	24,73
L_l		27,6	27,7

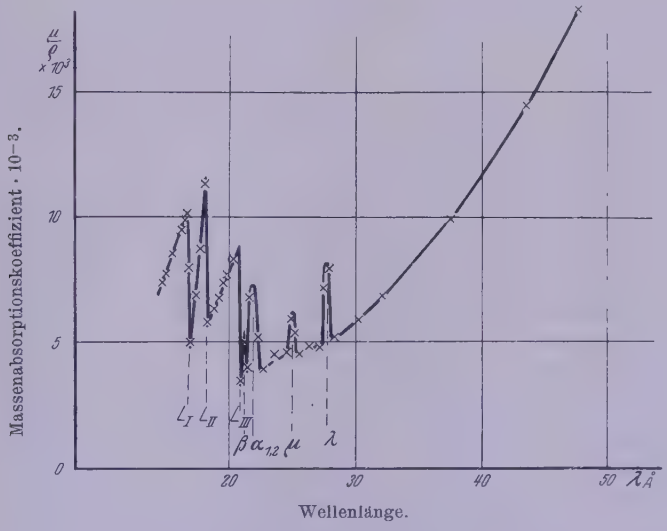

Fig. 4. Massenabsorptionskoffizient für Chrom.
Die Schichtdicke der verwandten Folie betrug 0,1008 μ.

Nach langen Wellen zu ist der Kurvenverlauf stetig und zeigt eine Zunahme des Absorptionskoeffizienten mit $\lambda^{2,5}$*.

§ 7. Absorptionskurve von Beryllium.

In Fig. 5 ist der Verlauf des Massenabsorptionskoeffizienten für Beryllium wiedergegeben. Für reines Beryllium war in diesem Bereich ein kontinuierlicher Verlauf zu erwarten, da der Be-K_α-Strahlung nach Messungen von Söderman** eine Wellenlänge von 115,7 Å zukommt. In Wirklichkeit zeigt sich aber, daß hier die Absorptionskante und die

* Vgl. F. Hollweck, a. a. O.; B. Woernle, a. a. O.
** W. Söderman, a. a. O.

K_α-Fluoreszenzlinie des Sauerstoffs auftritt. Dieses hat seinen Grund darin, daß es praktisch unmöglich war, mittels der Verdampfungsmethode oxydfreie Berylliumfolien herzustellen, da dieses überaus leicht oxydiert. Das Auftreten der Sauerstoff-K_α-Linie entspricht nach Kossel* dem Übergang $K \longrightarrow L$. Man könnte vielleicht einwenden, daß diese Linie hier nicht auftreten dürfte, denn nach der Kosselschen Valenztheorie

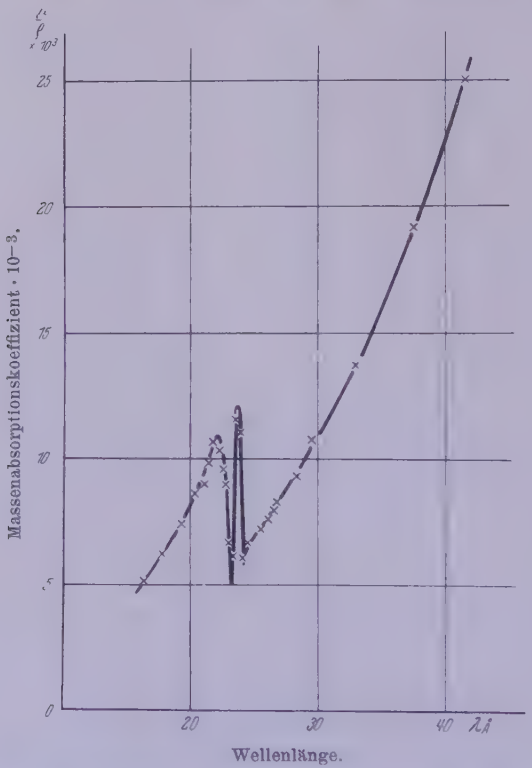

Fig. 5. Massenabsorptionskoeffizient für Beryllium bzw. (Be O). Die Schichtdicke der verwandten Folie betrug $0{,}628_5$ μ.

ist die L-Schale in der Verbindung Beryllium—Oxyd (Be O), falls es sich um diese und nicht um okkludierten Sauerstoff handelt, voll besetzt. Daß sie dennoch auftritt, läßt sich jedoch durch die naheliegende Annahme erklären, daß ein L-Elektron des gebundenen Sauerstoffs auf ein optisches Niveau gehoben wird, was sehr wenig Energie erfordert und somit einem K-Elektron der Übergang auf ein L-Niveau ermöglicht. Da die Energiedifferenz zwischen dem L-Niveau und dem optischen Niveau sehr klein

* W. Kossel, a. a. O.

ist, würde sich die multiple Ionisation nicht als Unstetigkeit im Kurvenverlauf bemerkbar machen können, wie es bei den früher besprochenen Elementen der Fall war.

Nach langen Wellen ist der Kurvenverlauf stetig und zeigt wiederum eine Zunahme des Absorptionskoeffizienten mit $\lambda^{2,5}$.

§ 8. Tabellarische Zusammenstellung der Meßergebnisse.

Da die Massenabsorptionskoeffizienten mit wesentlich größerer Genauigkeit bestimmt werden konnten, als sie sich in den Fig. 3, 4 und 5 darstellen ließen, sind sie in Tabelle 3 zusammengestellt.

Tabelle 3. Massenabsorptionskoeffizient in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Wellenlänge Å	$\frac{\mu}{\varrho} \cdot 10^{-3}$ ($cm^{-1}\ g^{-1}$)	Wellenlänge Å	$\frac{\mu}{\varrho} \cdot 10^{-3}$ ($cm^{-1}\ g^{-1}$)
	Celluloid:		
17,5	87,0	32,35	3,13
18,2	98,7	32,7	8,6
18,85	109,5	33,15	43,1
19,2	100,0	33,35	69,1
19,4	88,0	33,65	109,5
19,6	86,0	34,3	85,0
19,80	92,3	34,8	136,2
20,05	107,0	35,9	120,0
20,4	79,4	37,15	109,5
20,7	95,4	38,4	86,0
21,0	102,2	38,85	53,0
21,4	55,5	39,5	123,0
22,0	79,4	40,15	55,0
22,6	54,0	40,7	42,6
22,9	27,2	41,3	47,84
23,2	17,9	42,0	79,4
23,5	5,95	42,35	43,6
23,7	3,67	42,9	18,60
24,0	9,00	43,45	8,21
24,18	3,31	43,65	6,68
24,4	4,95	43,9	4,93
24,9	61,6	44,15	3,56
25,25	87,0	44,3	4,79
25,6	66,8	44,5	9,55
26,1	124,2	44,7	4,95
26,7	90,1	44,85	4,21
27,1	66,0	45,5	3,45
27,6	41,4	46,0	3,2
28,2	76,6	46,5	3,2
28,6	54,9	47,2	3,51
29,8	67,5	47,95	3,76
30,45	50,1	48,55	3,47
31,0	10,7	49,4	3,94
31,4	3,14	50,5	4,07
31,6	6,30	51,3	4,41
31,85	9,80		

Wellenlänge Å	$\frac{\mu}{\varrho} \cdot 10^{-3}$ ($cm^{-1}\,g^{-1}$)	Wellenlänge Å	$\frac{\mu}{\varrho} \cdot 10^{-3}$ ($cm^{-1}\,g^{-1}$)
	Chrom:		
14,46	7,31	21,57	6,75
15,0	7,68	21,7	8,04
15,55	8,50	22,1	8,32
16,2	9,44	22,31	5,18
16,47	9,88	22,65	3,89
16,67	10,15	23,54	4,41
16,77	7,95	24,55	4,52
16,96	4,90	24,84	5,87
17,4	6,85	25,18	5,31
17,62	8,70	25,5	4,46
18,07	11,33	26,27	4,79
18,3	5,75	27,2	4,74
18,81	6,30	27,4	7,16
19,2	6,76	27,9	7,94
19,41	7,32	28,23	5,18
19,8	7,66	30,2	5,81
20,28	8,30	32,13	6,84
20,71	8,80	37,55	9,89
20,92	3,42	43,6	14,82
21,18	4,95	44,5	15,29
21,4	3,98	47,8	18,3
	Beryllium (Be O):		
16,35	5,13	23,98	11,09
17,78	6,24	24,1	6,09
19,25	7,40	24,55	6,68
20,38	8,64	25,6	7,24
21,18	9,00	26,17	7,64
21,4	9,88	26,6	7,94
21,84	10,70	26,85	8,32
22,23	10,34	28,37	9,32
22,6	9,55	29,6	10,82
22,8	9,00	32,97	13,8
23,02	6,68	37,56	19,25
23,23	5,00	41,5	25,0
23,32	6,16	44,5	30,2
23,6	11,6		

Die vorstehenden Untersuchungen wurden im Physikalischen Institut der Universitäten Kiel und Tübingen vom Wintersemester 1928/29 bis zum Wintersemester 1930/31 ausgeführt. Sie wurden im wesentlichen ermöglicht durch Leihgaben der Notgemeinschaft (Röntgenapparatur) und der Helmholtzgesellschaft (Hochspannungsmaschine) an Herrn Prof. Geiger. Es sei diesen Gesellschaften auch hier bestens gedankt.

Es ist mir eine besondere Freude, an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. Geiger meinen herzlichen Dank für die Anregung zu dieser Arbeit und seine stete Hilfe auszusprechen. Außerdem danke ich Herrn Privatdozent Dr. Gerthsen für sein reges und förderndes Interesse.

Lebenslauf

Ich, Hans Adolf Herrmann Neufeldt, wurde am 24. Mai 1907 in Kiel geboren als Sohn des Fabrikanten Hans Neufeldt und seiner Ehefrau, geb. Dahlström.

Nach Besuch der Vorschule trat ich Ostern 1916 in die Sexta der Oberrealschule I in Kiel ein. Ostern 1921 verließ ich diese und wurde in die Landschulheime D. L. E. H. Haubinda und Bieberstein aufgenommen, die ich 1926 nach Ablegung der Reifeprüfung verließ. Daraufhin widmete ich mich dem Studium der Physik auf den Universitäten Kiel, München (U. und T. H.) und Tübingen.